

УДК 621.372

А.В. Грицунов, д.ф.-м.н., профессор кафедры ПМИТ
Харьковская национальная академия городского хозяйства
ул. Революции, 12, г. Харьков, 61002
gritsunov@list.ru

Н.В. Масолова, к.ф.-м.н., доцент кафедры МЭПУ
Харьковский национальный университет радиоэлектроники
пр. Ленина, 14, г. Харьков, 61166

О КОЛЕБАНИЯХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОТЕНЦИАЛА ТИПА ZERO MAGNETIC

Показано, что одним из следствий постулатов самодостаточного потенциального формализма является существование свободных колебаний распределенной электромагнитной колебательной системы (четырёхмерного пространства-времени Минковского) типа Zero Magnetic (ZM). Рассмотрены основные свойства этих колебаний. Предложен мысленный эксперимент, подтверждающий реальность волн электромагнитного потенциала типа ZM. Сформулирована проблема возможности использования волн этого типа для передачи информации между пространственно разобщенными объектами (радиосвязи).

Рис. 2, библи. 5

Несмотря на интенсивное развитие новых коммуникационных технологий, радиосвязь по-прежнему остается главным средством обмена информацией между боевыми единицами и подразделениями в стратегии и тактике ведения морской войны. От других средств связи ее выгодно отличают простота организации, надёжность и устойчивость к неблагоприятным погодным условиям, большой радиус действия и др.

Однако радиосвязи присущи и серьезные недостатки. К ним относятся открытость канала (простота перехвата сообщений противником), а также сильное затухание радиоволн в морской воде, что создает значительные проблемы при организации связи с подводными судами. Если открытость канала можно нейтрализовать с помощью средств защиты информации (например, шифрованием), то последний недостаток относится к числу принципиальных, т.е. неустранимых никакими конструктивными решениями. Преодолеть его можно лишь путем реализации новых физических идей и концепций.

Полевой формализм при описании электромагнитных явлений господствовал в физике на протяжении свыше столетия. Однако к концу XX века был накоплен экспериментальный материал, трактовка которого в рамках полевого подхода оказалась затруднительной. Речь идет, прежде всего, о различных модификациях известного опыта Ааронова-Бома [1].

Несмотря на множество попыток объяснить данный эффект в рамках полевой концепции электромагнетизма, проблема оставалась нерешенной. Поэтому в работе [2] было предложено отказаться от полевого формализма в описании электромагнитных явлений и перейти к альтернативной концепции, в которой все эти явления рассматриваются как собственные и вынужденные колебания некой распределенной колебательной системы (четырёхмерного пространства-времени Минковского). Независимыми обобщенными координатами такой системы являются компоненты четырехвектора электромагнитного потенциала, а сам подход, не использующий тензор электромагнитного поля, получил название самодостаточного потенциального формализма. Подобно тому, как Максвелл «выразил идеи Фарадея языком математики», в [2] сделана попытка изложить в математической форме известные идеи Н.Теслы.

Дальнейшее развитие самодостаточный потенциальный формализм получил в работе [3], в которой предложена физическая интерпретация четырехвектора потенциала, включающая какую-либо неоднозначность в выборе его калибровки. Потенциал рассматривается как относительная мера отклонения распределенной электромагнитной колеба-

тельной системы от ее невозмущенного состояния. Вдали от токов и зарядов все компоненты данного четырехвектора тождественно равны нулю. Тем самым устранено главное препятствие на пути к признанию потенциала объективной физической реальностью.

Самодостаточный потенциальный формализм имеет ряд преимуществ перед полевым. Он более прост и логически последователен (в частности, принцип наименьшего действия реализуется в его рамках без каких-либо дополнительных физических предположений). Эффект Ааронова-Бома является одним из естественных физических следствий данного формализма. Этот перечень можно продолжить.

Среди физических следствий самодостаточного потенциального формализма, принципиально отсутствующих в полевом формализме, наиболее существенен и практически важен вывод о возможности распространения в пространстве свободных электромагнитных колебаний типа *Zero Magnetic (ZM)* или *Potential (P)* [2, 4].

Колебания и волны типа *ZM* являются неизбежным следствием постулатов самодостаточного потенциального формализма. Их необходимо учитывать для того, чтобы система собственных функций распределенной электромагнитной колебательной системы [2] была полной. Собственные функции пространства-времени типа *ZM* с отличными от нуля квадратами волновых чисел k_e^2 всегда присутствуют в рядах Фурье, по которым раскладываются *вынужденные* колебания указанной системы (т.е. потенциалы в присутствии электрических зарядов и токов). В этом смысле реальность их не вызывает сомнения в той же степени, насколько «реальными» считаются члены рядов Фурье.

Более спорным следует признать существование *свободных* электромагнитных колебаний и волн пространства-времени типа *ZM*, в разложении которых входят собственные функции того же типа с нулевыми значениями k_e^2 .

Целью статьи является выяснение свойств свободных электромагнитных колебаний пространства-времени типа *Zero Magnetic (Potential)* и описание мысленного эксперимента, который дает возможность убедиться в реальном существовании волн типа *ZM*.

В работе использованы следующие обозначения и сокращения. Для отличия четырехмерных векторов и операторов от аналогичных трехмерных к первым добавлен верхний индекс «f». Фигурные скобки означают объединение заключенных в них компонент в трех- или четырехвектор. Четырехвекторы не разделяются на ковариантные и контравариантные, но в соответствующих местах операторов и скалярных произведений проставлены знаки минус. Например, квадрат четырехвектора $\vec{a}^f = \{a_t, a_x, a_y, a_z\}$ определяется как $(\vec{a}^f)^2 = a_t a_t - a_x a_x - a_y a_y - a_z a_z$, а скалярное произведение четырехвекторов \vec{a}^f и $\vec{b}^f = \{b_t, b_x, b_y, b_z\}$ – как $\vec{a}^f \cdot \vec{b}^f = a_t b_t - a_x b_x - a_y b_y - a_z b_z$.

Для достижения четырехмерной симметрии уравнений вводится временная координата t с размерностью длины, определяемая как произведение скорости света в вакууме на время. Скорость безразмерна, а ускорение измеряется в m^{-1} . Размерности остальных физических величин общепринятые.

Используется оператор Д'Аламбера $\nabla^{2f} = \partial^2 / \partial t^2 - \partial^2 / \partial x^2 - \partial^2 / \partial y^2 - \partial^2 / \partial z^2$. Комбинация символов $\vec{\nabla}^f \times \vec{a}^f$ обозначает антисимметрическую квадратичную форму вида:

$$[c] \equiv \begin{bmatrix} 0 & c_{tx} & c_{ty} & c_{tz} \\ c_{xt} & 0 & c_{xy} & c_{xz} \\ c_{yt} & c_{yx} & 0 & c_{yz} \\ c_{zt} & c_{zx} & c_{zy} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{\partial a_t}{\partial x} + \frac{\partial a_x}{\partial t} & \frac{\partial a_t}{\partial y} + \frac{\partial a_y}{\partial t} & \frac{\partial a_t}{\partial z} + \frac{\partial a_z}{\partial t} \\ -\frac{\partial a_x}{\partial t} - \frac{\partial a_t}{\partial x} & 0 & \frac{\partial a_x}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial x} & \frac{\partial a_x}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial x} \\ \frac{\partial a_y}{\partial t} - \frac{\partial a_t}{\partial y} & \frac{\partial a_y}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial y} & 0 & \frac{\partial a_y}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial y} \\ -\frac{\partial a_z}{\partial t} - \frac{\partial a_t}{\partial z} & \frac{\partial a_z}{\partial x} - \frac{\partial a_x}{\partial z} & \frac{\partial a_z}{\partial y} - \frac{\partial a_y}{\partial z} & 0 \end{bmatrix},$$

которая интерпретируется как четырехмерный ротор четырехвектора \vec{a}^f . Символ τ в дальнейшем – родовое обозначение, означающее любую из координат t, x, y, z .

Как показано в [2], полное множество собственных функций оператора Д'Аламбера $-\nabla^{2f}$ для четырехмерного псевдоевклидова пространства-времени состоит из четырех взаимно ортогональных подмножеств:

1. Собственные функции типа *Transverse Electric and Magnetic (TEM)*.
2. Собственные функции типа *Transverse Electric (TE)* или *Magnetic (H)*.
3. Собственные функции типа *Transverse Magnetic (TM)* или *Electric (E)*.
4. Собственные функции типа *Zero Magnetic (ZM)* или *Potential (P)*.

Компоненты четырехвектора потенциала $\vec{A}_{eZM}^f(t, x, y, z, k_{et}, k_{ex}, k_{ey}, k_{ez})$ собственных функций типа *ZM* для четырехмерного параллелепипеда с размерами $\Delta T, \Delta X, \Delta Y, \Delta Z$ по координатам t, x, y, z соответственно записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_{eZMt} &= A_0 \exp(ik_{et}t) \exp(-ik_{ex}x) \exp(-ik_{ey}y) \exp(-ik_{ez}z); \\ A_{eZMx} &= A_0 \frac{k_{ex}k_{et}}{k_{ex}^2 + k_{ey}^2 + k_{ez}^2} \exp(ik_{et}t) \exp(-ik_{ex}x) \exp(-ik_{ey}y) \exp(-ik_{ez}z); \\ A_{eZMy} &= A_0 \frac{k_{ey}k_{et}}{k_{ex}^2 + k_{ey}^2 + k_{ez}^2} \exp(ik_{et}t) \exp(-ik_{ex}x) \exp(-ik_{ey}y) \exp(-ik_{ez}z); \\ A_{eZMz} &= A_0 \frac{k_{ez}k_{et}}{k_{ex}^2 + k_{ey}^2 + k_{ez}^2} \exp(ik_{et}t) \exp(-ik_{ex}x) \exp(-ik_{ey}y) \exp(-ik_{ez}z), \end{aligned} \quad (1)$$

где $k_{et} = 2\pi l / \Delta T$; $k_{ex} = 2\pi i / \Delta X$; $k_{ey} = 2\pi j / \Delta Y$; $k_{ez} = 2\pi k / \Delta Z$ – компоненты собственного волнового четырехвектора $\vec{k}_e^f = \{k_{et}, k_{ex}, k_{ey}, k_{ez}\}$ колебательной системы; l, i, j, k – целые числа. A_0 – нормировочная амплитуда четырехвектора потенциала, в простейшем случае равная 1 В·с/м. Если k_{ex}, k_{ey} и k_{ez} равны нулю, k_{et} также должно быть нулевым, при этом $A_{eZMx} \equiv 0, A_{eZMy} \equiv 0, A_{eZMz} \equiv 0$.

В случае свободных колебаний квадрат собственного волнового четырехвектора $k_e^2 = k_{et}^2 - k_{ex}^2 - k_{ey}^2 - k_{ez}^2$ тождественно равен нулю. Нетрудно видеть, что все элементы квадратичной формы $[B] = \vec{\nabla}^f \times \vec{A}^f$ (четырёхмерного ротора потенциала) при этом также тождественно равны нулю. Следовательно, свободное колебание потенциала типа *ZM* не оказывает силового воздействия на классическую заряженную частицу.

Подставляя в формулы (9) и (13) работы [2] выражения для составляющих потенциала свободных *ZM*-колебаний (1), можно убедиться, что объемные плотности энергии и импульса колебательной системы при этом тождественно равны нулю. Таким образом, свободные колебания данного типа не обладают энергией и импульсом. В то же время, как

показано в работе [3], энергия и импульс заряженной частицы в потенциале ZM -колебания, вообще говоря, изменяются.

Вышеизложенное означает, что с точки зрения классической электродинамики, выраженной в терминах полевого формализма, колебание потенциала типа ZM является принципиально необнаружимым объектом, который не может поэтому рассматриваться как реальный.

С точки зрения квантовой электродинамики, следующие свойства колебаний типа ZM вытекают из простейших логических соображений.

1. Не существует фотонов типа ZM . Фотон – это квант электромагнитного поля, являющийся одним из фундаментальных понятий полевого формализма в квантовой электродинамике (в потенциальном формализме альтернативой квантованию электромагнитного поля является квантование энергии и импульса распределенной электромагнитной колебательной системы). Однако в полевом формализме колебания типа ZM не рассматриваются.

2. Ввиду отсутствия взаимодействия колебаний типа ZM с веществом, невозможно создать ограниченные в пространстве осцилляторы для этих колебаний. Единственным осциллятором для них является вся Вселенная. Если не привлекать соображения космологии, все пространственные размеры такого осциллятора можно считать бесконечными. Соответственно, все четыре компоненты собственного волнового четырехвектора \vec{k}_e^f его основного вида колебаний равны нулю. Разница между соседними квантовыми уровнями составляющих четырехвектора энергии-импульса такого осциллятора $\hbar k_{et}/2$ также нулевая. Таким образом, колебания пространства-времени типа ZM являются чисто классическим (неквантовым) явлением.

Простейшей идеализированной системой, возбуждающей электромагнитные колебания пространства-времени типа ZM , являются два бесконечных в направлениях x и y параллельных заряженных листа C_1 и C_2 с поверхностной плотностью заряда $-\sigma$ и $+\sigma$ Кл/м² соответственно (рис. 1, а). Листы совершают колебательные движения в направлении z взаимно симметрично относительно плоскости $z = 0$, по законам $z_1(t) = -\zeta(t)$, $z_2(t) = +\zeta(t)$, при необходимости беспрепятственно проникая друг сквозь друга. $\zeta(t)$ – произвольная колеблющаяся функция, удовлетворяющая, однако, условию $|d\zeta/dt| \ll 1$ (скорость листов всегда мала по сравнению со скоростью света). Частные решения одномерного неоднородного волнового уравнения для отличных от нуля составляющих \vec{A}^f в областях I и II с координатами $z \ll -\max|\zeta|$ и $z \gg +\max|\zeta|$ соответственно приближенно записываются в форме Д'Аламбера как запаздывающие потенциалы:

$$\begin{aligned} A_t^I(t, z) &= -\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sigma \zeta(t + z); & A_t^{II}(t, z) &= +\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sigma \zeta(t - z); \\ A_z^I(t, z) &= +\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sigma \zeta(t + z); & A_z^{II}(t, z) &= +\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sigma \zeta(t - z), \end{aligned} \quad (2)$$

т.е. имеют вид бегущих плоских волн типа ZM , распространяющихся вдоль оси z в обе стороны от системы. При выборе постоянных интегрирования предполагалось, что $\zeta(-\infty) = 0$. На рис. 1, б качественно показана проекция векторного поля четырехвектора \vec{A}^f в пространстве-времени на плоскость (t, z) при условии, что $\zeta(t) = \sin k_t t$. Видно, что плоские волны типов ZM и TEM отличаются лишь направлением четырехвектора потенциала (вдоль образующей светового гиперконуса и перпендикулярно к ней соответственно).

Примером реальной системы, излучающей в пространство волны типа ZM , является расположенный в начале системы координат (x, y, z) электрический диполь (два колеблющихся заряда $-q$ и $+q$) с единственной составляющей дипольного момента $\delta_z(t) = 2q\zeta(t)$. На функцию $\zeta(t)$ по прежнему наложено условие $|d\zeta/dt| \ll 1$. Согласно, например, [5], отличные от нуля компоненты четырехвектора потенциала для такого диполя в области $|\vec{r}| \gg \max|\zeta|$ приближенно записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_t(t, \vec{r}) &= \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \left[\delta_z(t - |\vec{r}|) |\vec{r}|^{-2} + \frac{d\delta_z(t - |\vec{r}|)}{dt} |\vec{r}|^{-1} \right] \cos\theta; \\ A_z(t, \vec{r}) &= \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \frac{d\delta_z(t - |\vec{r}|)}{dt} |\vec{r}|^{-1}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\vec{r} = \{x, y, z\}$; θ – угол между вектором \vec{r} и положительным направлением оси z . Видно, что при больших $|\vec{r}|$, когда первым слагаемым в первом выражении (3) можно пренебречь по сравнению со вторым, в направлениях $\pm z$ излучается ZM -волна.

Убедиться в реальности колебаний типа ZM можно с помощью следующего мысленного эксперимента, являющегося одним из вариантов опыта Ааронова-Бома (рис. 2, а). На диафрагму D с двумя щелями падает с групповой скоростью $v_{gr} \ll 1$ плоский короткий электронный волновой пакет W_1 . За диафрагмой, перпендикулярно к ней, находятся две заряженные пластины C_1 и C_2 с поверхностной плотностью заряда $-\sigma$ и $+\sigma$ соответственно. Размеры пластин ΔX , ΔY значительно превышают длину волнового пакета Δx . Пластины окружены непроницаемым для электронов барьером B шириной $2\Delta Z$, причем ΔZ значительно меньше, чем размеры пластин ΔX и ΔY .

В исходном состоянии пластины сближены (сплошные линии на рис. 2, а). Когда прошедшие через щели в диафрагме части волнового пакета движутся примерно посредине длины пластин ΔX (W_2), пластины удаляются друг от друга на расстояние $2\zeta_{\max} \ll 2\Delta Z$ (пунктирные линии на рис. 2, а). Спустя время $\Delta t \ll \Delta X/v_{gr}$ пластины возвращаются в исходное положение. Скорость движения пластин $|d\zeta/dt| \ll 1$. После прохождения всей длины пластин, обе части волнового пакета отклоняются бипризмой BP (W_3) и создают на экране S интерференционную картину в виде чередующихся полос различной интенсивности (W_4).

С учетом выбранных геометрии и поведения системы, очевидно, что составляющие потенциала в местах прохождения частей волнового пакета W_2 (посредине длины пластин ΔX) с достаточной степенью точности соответствуют описанному ранее случаю заряженных листов бесконечного размера. Компоненты A_x и A_y практически равны нулю, а составляющие A_t и A_z приближенно описываются выражениями (2). Зависимости этих компонент потенциала от координаты z спустя время порядка $\Delta Z + \Delta t$ с момента начала удаления пластин друг от друга качественно показаны на рис. 2, б. Видно, что через интервал порядка ΔZ от начала движения пластин компоненты A_t и A_z четырехвектора потенциала в местах расположения частей волнового пакета W_2 становятся отличными от нуля. Поскольку волновой пакет движется перпендикулярно оси z , составляющая A_z не изменяет фазу волновой функции, компонента же A_t создает набег фазы порядка $-eA_t\Delta t/\hbar$ (e – заряд электрона). Следовательно, координаты z полос интерференционной картины на экране должны зависеть от того, раздвигались ли пластины при прохождении мимо них частей электронного волнового пакета или же оставались в исходном положении. Известные на сегодняшний день экспериментальные данные по обнаружению эффек-

та Ааронова-Бома позволяют с большой степенью вероятности предположить, что результаты описанного мысленного эксперимента оказались бы положительными.

Изменение компонент потенциала от перемещающихся заряженных пластин в местах прохождения частей волнового пакета W_2 не мгновенно, а спустя время порядка ΔZ означает следующее. В пространстве между пластинами и частями пакета имеет место некий волновой процесс, который не может быть описан в рамках полевого формализма (нетрудно показать, что электромагнитное поле в областях слева и справа от пластин практически отсутствует). Этот процесс, очевидно, является искомым волной электромагнитного потенциала типа ZM . Возможность установить наличие или отсутствие этих волн с помощью квантовых заряженных частиц означает объективное существование электромагнитных колебаний пространства-времени типа *Zero Magnetic*.

Можно ли обнаружить колебания типа ZM с помощью электронного волнового пакета, который пространственно не охватывает источник этих колебаний (другими словами, осуществить передачу информации между пространственно разобщенными локализованными объектами с использованием волн этого типа)? Из выражений (9) и (10) работы [3] видно, что изменение фазы электронной волны вдоль замкнутой кривой в этом случае всегда равно нулю. Отсюда, впрочем, не следует принципиальная невозможность организации радиосвязи с помощью волн типа ZM . Хотя данная проблема выходит за рамки настоящей статьи, она является весьма важной с практической точки зрения. Волны типа ZM не поглощаются никакими материальными средами, затухая лишь с расстоянием. Поэтому они явились бы идеальным средством радиосвязи, например, с подводными лодками. Земной шар также полностью «прозрачен» для волн этого типа, поэтому амплитуда составляющих потенциала в любой его точке определяется лишь амплитудой их в месте передачи и расстоянием по прямой до излучателя.

Из вышеизложенного следует вывод: волны электромагнитного потенциала типа *Zero Magnetic* объективно существуют. Однако можно ли их использовать на практике (например, для целей ВМС) – остается пока неясным. Данный вопрос требует дальнейших исследований, главным образом, с позиций квантовой механики и квантовой электродинамики.

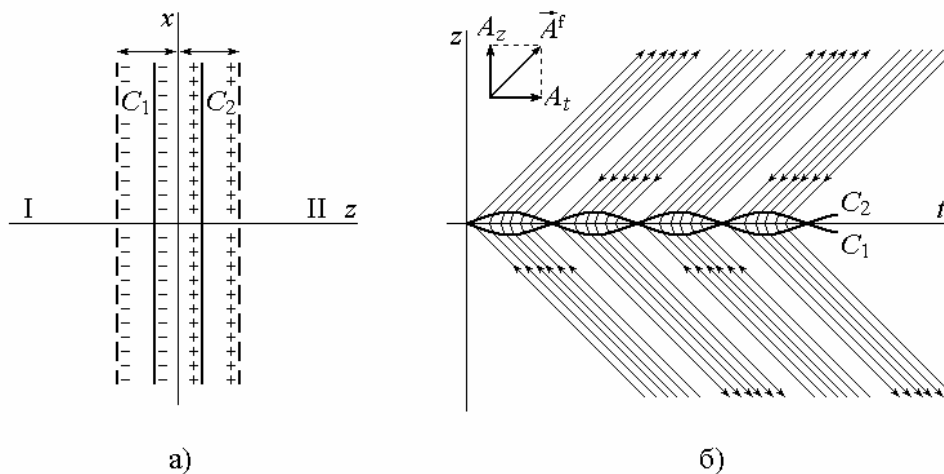


Рисунок 1 – Простейшая система, возбуждающая колебания типа ZM

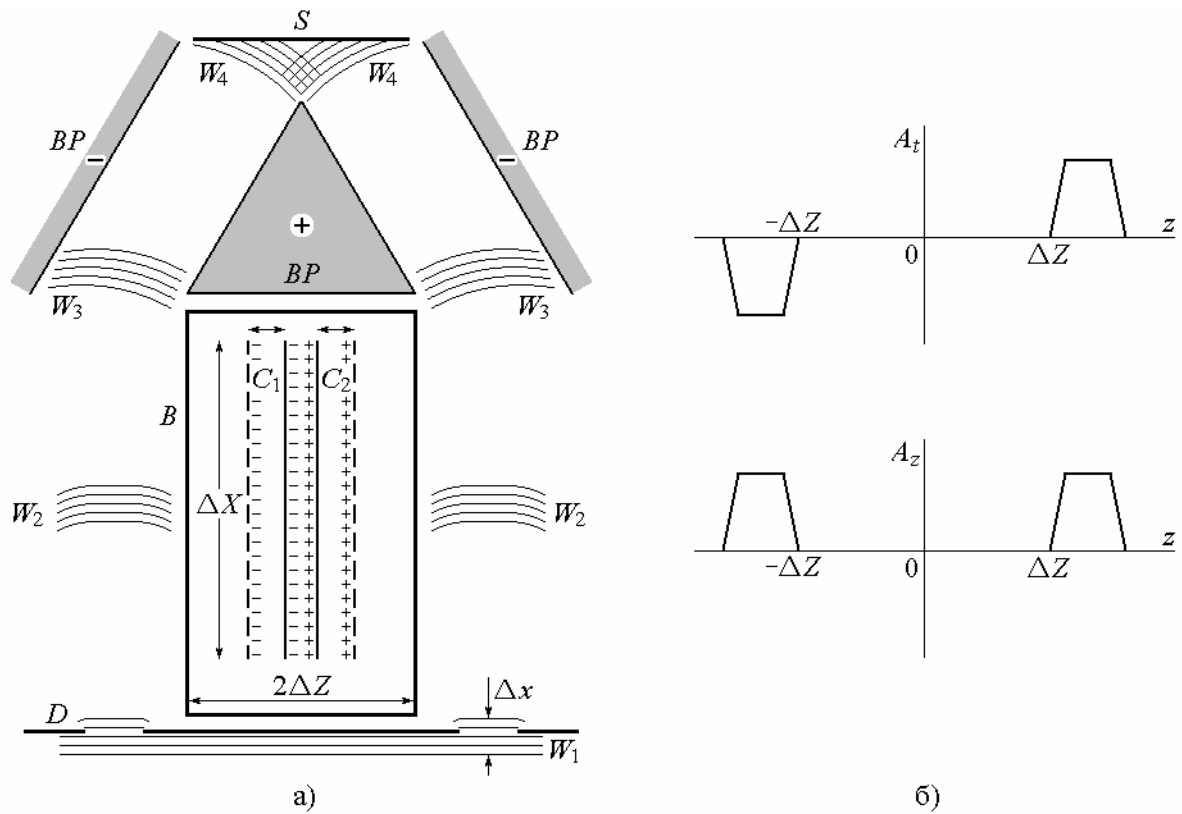


Рисунок 2 – Схема эксперимента по обнаружению волн типа ZM

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фейнберг Е.Л. Об «особой роли» электромагнитных потенциалов в квантовой механике / Е.Л. Фейнберг // Успехи физ. наук, – 1962. – № 9. – С. 53-64.
2. Грицунов А.В. Самодостаточный потенциальный формализм в описании электромагнитных взаимодействий / А.В. Грицунов // Изв. ВУЗов. Радиоэлектроника, 2009. – Т. 52. – № 12. – С. 28 – 44.
3. Грицунов А.В. К выбору калибровки электромагнитного потенциала в самодостаточном потенциальном формализме / А.В. Грицунов, Н.В. Масолова // Сборник науч. трудов Академии военно-морских сил Украины им. П.С.Нахимова. – 2011. – Вып. 1(5). – С. 236 – 243.
4. Грицунов А.В. Методы расчета нестационарных негармонических полей в направляющих электродинамических системах / А.В. Грицунов // Радиотехника и электроника, 2007. – Т. 52. – № 6. – С. 645 – 661.
5. Фейнман Р. Фейнмановские лекции по физике / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс // Электродинамика. – М.: «Мир», 1977. – Т. 6.

Статья рекомендована в печать кафедрой защиты информации Академии ВМС Украины им. П.С. Нахимова.